Die $D(d,n)^3He$-Reaktion mit polarisierten Deuteronen bei $\overline{E_d} = 460$ keV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

HANS PAETZ gen. SCHIECK

aus Schelklingen (Deutschland)

1966

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1967

Die $D(d,n)^3He$-Reaktion mit polarisierten Deuteronen bei $\bar{E}_d = 460$ keV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

HANS PAETZ gen. SCHIECK

aus Schelklingen (Deutschland)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1967

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. H. R. STRIEBEL und Dr. P. HUBER.

Basel, den 8. November 1966

Prof. Dr. W. HABICHT
Dekan

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Separatabdruck aus Helvetica Physica Acta, Band 40, Heft 4, 1967

$D(d, n)^3He$-Reaktion mit polarisierten Deuteronen bei $\overline{E}_d = 460$ keV

Abstract. The Basel source of polarized deuterons has been improved by introducing suitable rf transitions in the atomic beam together with its ionization in a strong magnetic field of 500 G. Tensor polarization values up to $\pm$ 0.70 and a vector polarization of the deuteron beam up to $-$ 0.46 have been obtained. A Wien filter allows to turn the alignment axis by spin precession into any desired direction and simultaneously analyzes the ions of the beam before acceleration. With this device the four independent components of the polarization efficiency of the $D(d, n)^3He$ reaction have been measured at a mean deuteron energy of $\overline{E}_d = 460$ keV. The results reveal some deviations from the theoretical predictions of Rook and Goldfarb. The angular dependence of the rather large vector component $D(\vartheta)$ shows that triplet-singlet spin transitions take place with high probability. Such transitions are allowed within the assumptions of the Goldfarb theory, if an $(\boldsymbol{L} \cdot \boldsymbol{S})$ force acts between the nucleons. Finally the results of the $D(d, n)^3He$ and the $D(d, p)^3H$ reactions are compared.

1. Einleitung

1.1. *Theorie der* $D(d, n)^3He$*-Reaktion*

Die vorangehende Arbeit [1] enthält neben den Resultaten einer Messung der Polarisationsempfindlichkeit der $D(d, p)^3H$-Reaktion bei $\overline{E}_d = 460$ keV eine Darstellung der Theorie der beiden (d, d)-Reaktionen, wie sie von Beiduk, Pruett und Konopinski [2, 3] und Rook und Goldfarb [4] entwickelt wurde. Dabei wird ausführlich auf die einschränkenden Annahmen, die dieser Theorie zugrunde liegen, und auf die Bedeutung eingegangen, die polarisierte Deuteronen für die Untersuchung von Kernreaktionen besitzen.

Unter Annahme der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte lassen sich für die Spiegelbildreaktionen $D(d, p)^3H$ und $D(d, n)^3He$ sehr ähnliche Ergebnisse erwarten. Dies zeigen bereits die differentiellen Wirkungsquerschnitte für unpolarisiert einfallende Deuteronen [5, 6, 7], während für einen Vergleich der Polarisation der ausgehenden Nukleonen im betrachteten Energiegebiet $E_d < 1$ MeV einerseits zuwenig experimentelles Material vorliegt ($D(d, p)^3H$), andererseits gewisse Messungen sich zu widersprechen scheinen ($D(d, n)^3He$) [8, 9].

Eventuell auftretende Unterschiede zwischen den beiden Reaktionen können nur durch den Einfluss der Coulombwechselwirkung zwischen Triton und Proton im Ausgangskanal erklärt werden, die in der Theorie von Rook und Goldfarb [4] nicht berücksichtigt wird. Ein solcher Einfluss ist nur durch Interferenz zwischen Kern- und Coulombwechselwirkung möglich.

Die Messung der Polarisationsempfindlichkeit der $D(d, n)^3He$-Reaktion kann also neben einer Bestätigung der Theorie [4] diesen Einfluss der Coulombwechselwirkung durch Vergleich mit den Ergebnissen der $D(d, p)^3H$-Reaktion nachweisen.

1.2. *Koordinatensystem und Beschreibung der Polarisation*

Zur Beschreibung der Reaktion und der Polarisation des Deuteronenstrahls am Reaktionsort dient das in [10] und in der Arbeit [1] definierte Koordinatensystem (x_1, x_2, x_3), wobei die x_3-Achse mit der Flugrichtung $\boldsymbol{k}_{D^+}$ der Deuteronen zusammenfällt. Die im Prinzip willkürliche Wahl der x_1-Richtung, welche das Koordinatensystem vollständig bestimmt, wird so getroffen, dass die Symmetrieachse $\boldsymbol{s}$ des rotationssymmetrischen Polarisationszustandes stets in der (x_1, x_3)-Ebene liegt. Die Emissionsrichtung der Neutronen ist in diesem System durch $\boldsymbol{k}_n(\vartheta, \varphi)$ gegeben, während die Richtung der Polarisationsachse durch $\boldsymbol{s}$ $(\alpha, \beta = 0)$ beschrieben wird.

1.3. *Inhalt und Gliederung der vorliegenden Arbeit*

In der vorliegenden Arbeit wurde die Winkelabhängigkeit der vier unabhängigen Komponenten $D(\vartheta)$, $D_{33}(\vartheta)$, $D_{13}(\vartheta)$ und $D_{11}(\vartheta)$–$D_{22}(\vartheta)$ der Polarisationsempfindlichkeit der D$(d, n)^3$He-Reaktion bei einer mittleren Deuteronen-Energie von $\overline{E_d} = 460$ keV bestimmt.

Abschnitt 2. befasst sich mit der experimentellen Anordnung, insbesondere mit der Beschreibung der an der Quelle polarisierter Deuteronen angebrachten Verbesserungen. Abschnitt 3. behandelt das Messverfahren, während Abschnitt 4. die Resultate der D(d, n)- und zum Vergleich auch der D(d, p)-Reaktion enthält. Im Abschnitt 5. werden die Messfehler diskutiert sowie die beiden Reaktionen untereinander und mit der Theorie [4] verglichen.

2. Experimentelle Anordnung

2.1. *Beschreibung der Anlage*

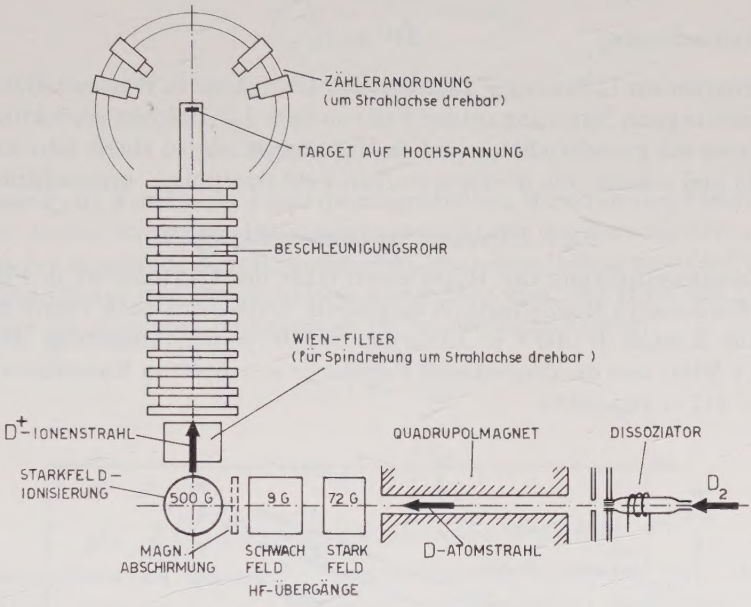
Figur 1 zeigt schematisch den Aufbau der experimentellen Anordnung.

Die bereits mehrfach [10, 11, 12] beschriebene Basler Quelle polarisierter Deuteronen erfuhr eine Reihe von Veränderungen und Verbesserungen. Durch Einführen von Hochfrequenz(HF)-Übergängen im Atomstrahl und Ionisierung in einem starken Magnetfeld konnte die Tensorpolarisation des Deuteronenstrahls verdreifacht und dessen Stromdichte auf dem Target vergrössert werden. Diese Massnahmen waren wegen der im Vergleich zur T$(d, n)^4$He-Reaktion kleinen Ausbeute der D$(d, n)^3$He-Reaktion von besonderer Wichtigkeit.

Die Komponenten mit den magnetischen Quantenzahlen des Elektronenspins $m_J = +1/2$ und $m_J = -1/2$ werden im starken inhomogenen Feld des Quadrupolmagneten separiert [11] (Figur 2). Der entlang der Achse fokussierte Teilstrahl, der überwiegend (ca. 99%) aus Atomen mit $m_J = +1/2$ besteht, durchläuft zwei Gebiete, wo im starken bzw. anschliessenden schwachen Magnetfeld HF-Übergänge induziert werden können. Die Polarisation der Deuteronen nach der Ionisierung lässt sich dabei durch Be- bzw. Entvölkern gewisser Zeeman-Zustände der Hyperfeinstruktur (HFS) vergrössern und im Vorzeichen umkehren. Die so erreichten Werte der Kernpolarisation bleiben nur erhalten, wenn die Ionisierung der Atome im starken Magnetfeld stattfindet.

Sollen keine unerwünschten Übergänge zwischen den HFS-Komponenten vorkommen, so müssen die Strahlatome adiabatisch vom Feld des Quadrupolmagneten

in die HF-Übergangsfelder und ins Feld am Ionisierungsort übergehen [13]. Es hat sich gezeigt, dass die jeweiligen Streufelder sich zur Erfüllung dieser Bedingung genügend langsam ändern. Dabei spielt auch die verschiedene Richtung der einzelnen Felder keine Rolle, solange das Magnetfeld nirgends verschwindet. Das starke Ionisatorfeld $\boldsymbol{B}_K$ wird durch zwei Lagen dünnes Weissblech hinreichend vom Schwachfeld-Übergangsgebiet abgeschirmt.



Figur 1

Schema der experimentellen Anordnung

Nach Extraktion der Ionen senkrecht zu Atomstrahl und Ionisatorfeld durchlaufen diese ein elektrostatisches Linsensystem sowie ein Wienfilter und werden anschliessend auf eine Energie von maximal 620 keV beschleunigt. Das Target und die Zähler befinden sich auf der Hochspannungsseite der Maschine.

2.2. *Die adiabatischen HF-Übergänge*

Die Anwendung adiabatischer HF-Übergänge [14] zur Änderung des Polarisationszustandes von Atomstrahlen wurde von ABRAGAM und WINTER [15] vorgeschlagen und von THIRION und BEURTEY [16] zuerst experimentell realisiert. Die Theorie dieser Übergänge wurde für einen Strahl von Spin 1/2-Teilchen mit dem gyromagnetischen Verhältnis γ' und der Geschwindigkeit v entwickelt. Der Strahl soll ein Hochfrequenzgebiet der Länge l durchlaufen, über welches sich ein stationäres Magnetfeld B' linear von $B'_0 + \Delta B'$ nach $B'_0 - \Delta B'$ ändert. Im Ruhesystem der Strahlteilchen entspricht dies einem zeitlich variablen Feld $B'(t)$ mit $\dot{B}' = (2\,\Delta B')v/l$. In der Normalebene zu B' rotiere der Vektor eines Magnetfeldes der Amplitude B'_1 mit der Frequenz $\omega_0 = \gamma'\,B'$. Da sowohl klassisch als auch quantenmechanisch der Polarisations-

zustand eines Spin 1/2-Systems durch den Polarisationsvektor vollständig beschrieben wird, lassen sich die Bedingungen, unter denen ein Teilchen beim Durchlaufen des Hochfrequenzgebietes vom magnetischen Zustand $|+1/2\rangle$ in den Zustand $|-1/2\rangle$ übergeht, durch eine klassische Behandlung gewinnen. Es ergeben sich die

Adiabatenbedingung $$|\dot{B}'| \ll |\gamma'| B_1'^2 \tag{1}$$

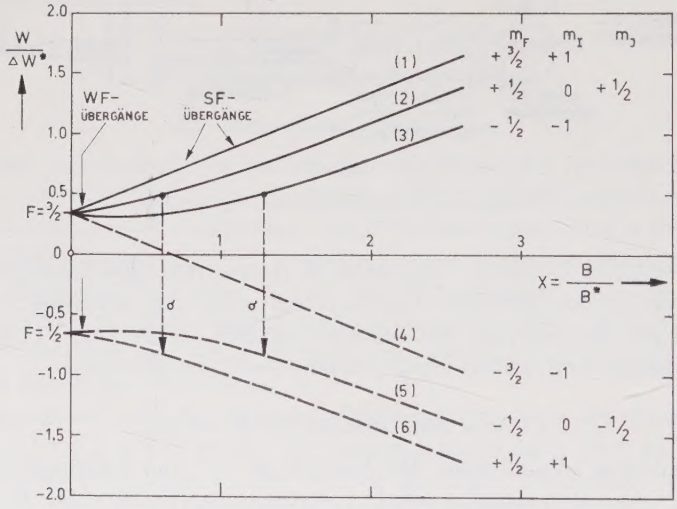
und die

Polarisationsbedingung $$\Delta B' \gg B_1' . \tag{2}$$

Die Kriterien zur Induzierung adiabatischer Übergänge in Wasserstoffatomstrahlen lassen sich in guter Näherung auf den Fall von Spin 1/2-Teilchen zurückführen [15]. Dabei müssen wir grundsätzlich zwischen Übergängen, die in einem sehr schwachen Magnetfeld und solchen, die in einem starken Feld stattfinden, unterscheiden.

2.2.1. *Übergänge im starken Magnetfeld*

Die Energieaufspaltung der Hyperfeinstruktur des D-Atoms ist in Figur 2 als Funktion des äusseren Magnetfeldes B dargestellt. Dabei wird nach Breit und Rabi [17, 18] die Energie $W/\Delta W^*$ in Einheiten der Hyperfeinaufspaltung $\Delta W^* = h\nu^*$ ($\nu^* = 327{,}4$ MHz) und die magnetische Feldstärke $x = B/B^*$ in Einheiten von $B^* = h\nu^*/2\,\mu_B = 117$ G angegeben.



Figur 2

HFS-Aufspaltung von Deuterium als Funktion der normierten Feldstärke x und HF-Übergänge.

Es soll durch ein mit der Frequenz ω oszillierendes Magnetfeld der Amplitude B_1 ein Übergang zwischen zwei Subzuständen $|p\rangle$ und $|q\rangle$ induziert werden. Wir bezeichnen in diesem Zusammenhang das stationäre Magnetfeld B als stark, wenn innerhalb des Intervalls $(B_0 + \Delta B) > B > (B_0 - \Delta B)$ durch das oszillierende Feld $\boldsymbol{B}_1 \cos\omega t$ nicht gleichzeitig ein Übergang von $|p\rangle$ bzw. $|q\rangle$ nach eine dritten Zum-

stand erzeugt wird. Unter dieser Voraussetzung besitzt das System der Atome zwei Freiheitsgrade und kann formal durch ein System von Spin 1/2-Teilchen ersetzt werden. Dieses soll sich in einem Magnetfeld der Komponenten $B'_x = 2\,B'_1\cos\omega t$, $B'_y = 0$ und $B'_z = B'_0$ befinden. Durch Gleichsetzen der Matrixelemente des Hamiltonoperators $\mathcal{H}'$ des fiktiven Spin 1/2-Systems mit denjenigen des Operators $\mathcal{H}$ des wirklichen Systems erhalten wir folgende Zuordnungen:

$$\gamma'\,B' = \frac{E_p - E_q}{\hbar} = \omega_{pq} \tag{3}$$

und

$$\gamma'\,B'_1 = V_{pq}/\hbar \tag{4}$$

mit

$$V_{pq} = \boldsymbol{B}_1 \langle p \mid g_j\,\mu_B\,\boldsymbol{J} + g_I\,\mu_K\,\boldsymbol{I} \mid q\rangle\,.$$

Die Grössen $g_J\,\mu_B\,\boldsymbol{J}$ und $g_I\,\mu_K\,\boldsymbol{I}$ sind die magnetischen Momente von Elektronenhülle und Kern. In der Nähe einer Resonanzfrequenz ist das oszillierende Feld $2\,B'_1\cos\omega t$ einem mit der Amplitude B'_1 rotierenden Feld äquivalent [19], so dass die Ungleichungen (1) und (2) auf das fiktive System anwendbar sind. Mit Hilfe von (3) und (4) folgen dann die gesuchten Bedingungen für das wirkliche System:

$$|\,\dot{\omega}_{pq}\,| \ll \frac{|\,V_{pq}\,|^2}{\hbar^2} \tag{5}$$

und

$$|\,\Delta\omega_{pq}\,| \gg \frac{|\,V_{pq}\,|}{\hbar}\,. \tag{6}$$

2.2.2. *Übergänge im schwachen Magnetfeld*

In einem schwachen Magnetfeld B werden die zum Totalspin $\boldsymbol{F}$ eines Atoms gehörenden HFS-Niveaux in $2\,F + 1$ Komponenten aufgespalten, die in erster Näherung äquidistant sind (lineare Zeeman-Aufspaltung). Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit $P_{m_F m_{F'}}$ von einem Zustand $|\,F, m_F\rangle$ nach $|\,F, m'_F\rangle$ infolge eines zeitlich veränderlichen Magnetfeldes $B_1(t)$ geht auf Majorana [20] zurück. Der physikalische Inhalt der Majorana-Formel ist der, dass ein beliebiger Spin $\boldsymbol{F}$ mit dem gyromagnetischen Verhältnis γ durch ein System von $2\,F$ Teilchen mit Spin 1/2 und demselben gyromagnetischen Verhältnis γ dargestellt werden kann [21]. Auf diese Weise lässt sich die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{m_F m_{F'}}$ auf die Umklappwahrscheinlichkeit eines demselben Magnetfeld $B_1(t)$ ausgesetzten Spin 1/2-Teilchens zurückführen. Werden die Larmor-Frequenz $\omega_L = \gamma \cdot B$ eingestrahlt und die Bedingungen (1) und (2) erfüllt, so kehren sämtliche magnetischen Quantenzahlen der Spin 1/2-Teilchen ihr Vorzeichen um. Daraus folgt, dass dann der Anfangszustand $|\,F, m_F\rangle$ in den Endzustand $|\,F, -m_F\rangle$ übergeht.

Für kleine B ist die Abweichung ε von einer linearen Niveau-Aufspaltung

$$\varepsilon \simeq 2\,(\gamma\,B)^2\,\frac{\hbar}{2\,\pi\,\nu^*} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{2}{3}\cdot\mu_B/\hbar\,.$$

Damit die Energieniveaux als äquidistant betrachtet werden können, muss die Energieverschmierung durch das zu B transversale oszillierende HF-Feld $B_1\cos\omega_L t$ grösser sein als ε. Ausserdem ist darauf zu achten, dass die Feldänderung $2\,\Delta B$ längs des

HF-Gebietes nur so gross gehalten wird, dass B durchwegs positiv bleibt [22]. Für Übergänge im schwachen Magnetfeld sind also gleichzeitig folgende vier Bedingungen einzuhalten:

Äquidistanzbedingung $$\gamma B_1 \gg 2\frac{\gamma^2 B_0^2}{\pi \nu^*} \tag{7}$$

Vorzeichenbedingung $$\Delta B < B_0 \tag{8}$$

Adiabatenbedingung $$|\dot{B}| \ll |\gamma| \frac{B_1^2}{4} \tag{9}$$

Polarisationsbedingung $$\frac{B_1}{2} \ll \Delta B\,. \tag{10}$$

2.2.3. *Experimentelle Durchführung der HF-Übergänge*

Ausgehend von einem D-Atomstrahl, der aus den Komponenten (1), (2) und (3) besteht, induzieren wir in einem starken Magnetfeld die σ-Übergänge ($|\Delta F| = 1$; $\Delta m_F = 0$) (3) → (5) oder (2) → (6) und lassen anschliessend den Strahl ein Übergangsgebiet mit schwachem stationärem Feld durchlaufen, wo die Besetzungszahlen der Komponenten $|F, m_F\rangle$ und $|F, -m_F\rangle$ ausgetauscht werden können. Nach Ionisation in einem starken magnetischen Feld ergeben sich im Idealfall, d. h. für $x \to \infty$ und eine Übergangswahrscheinlichkeit von 100% die in Tabelle 1 zusammengestellten Beiträge der Zeeman-Niveaux zum Polarisationszustand der Deuteronen. Der hier nicht betrachtete Übergang (3) → (5) lässt sich analog behandeln.

Tabelle 1

Beiträge der einzelnen Zeeman-Niveaux zum Polarisationszustand der Deuteronen.

Komponente	(1)		(2)		(3)		(4)		(5)		(6)	
Polarisationszustand	P^*	P^*_{33}	P^*	P^*_{33}	P^*	P^*_{33}	P^*	P^*_{33}	P^*	P^*_{33}	P^*	P^*_{33}
nach Quadrupolmagnet	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	0	0	0	0	0
nach SF-Übergang (2) → (6)	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	0	0	0	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$
nach WF-Übergängen	0	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	0	0	0
nach SF-Übergang (2) → (6) + WF-Übergängen	0	0	0	$-\frac{2}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$	0	0

Der prinzipiell mögliche Wertebereich der Tensorkomponente P^*_{33} liegt zwischen -2 und $+1$, d. h. es können die maximale positive und 50% der maximal möglichen negativen Tensorpolarisation erreicht werden. Die Wahl dieser Kombination von Übergängen gestattet, den Vektor- und Tensorkomponenten bei festem Betrag jede gewünschte Vorzeichenkombination zu geben. Ferner lässt sich der vom experimentellen Standpunkt aus wichtige Fall eines Strahles mit reiner Vektorpolarisation herstellen. Durch Ausschalten der HF-Übergangsfelder erhält man (für $x \to \infty$) einen unpolarisierten Strahl, wobei die Qualität und Intensität des Strahles nicht geändert werden.

Die Übergangsmatrixelemente V_{35} und V_{26} sowie die entsprechenden Übergangsfrequenzen $\nu_0(B_0)$ haben folgende explizite Form:

$$V\binom{26}{35} = \frac{2\sqrt{2}}{3}\,\mu_B\,B_1\left(1 \pm \frac{2}{3}\,x + x^2\right)^{-1/2}$$

und

$$\nu_0\binom{26}{35} = \nu^*\left(1 \pm \frac{2}{3}\,x + x^2\right)^{1/2}.$$

Aus (5) und (6) ergeben sich mit der Beziehung $\dot{B} \simeq (2\,\Delta B)\,\bar{v}/l$, wo $\bar{v}$ die mittlere Geschwindigkeit eines Strahlatomes bedeutet, die adiabatische Bedingung

$$\Delta B \ll \frac{2}{9}\,\frac{l\,\mu_B}{\bar{v}\,\hbar}\left[\left(1 \pm \frac{2}{3}\,x + x^2\right)^{1/2}\left(x \pm \frac{1}{3}\right)\right]^{-1} B_1^2 \tag{11}$$

und die Polarisationsbedingung

$$\Delta B \gg \frac{\sqrt{2}}{3}\left(x \pm \frac{1}{3}\right)^{-1} B_1\,. \tag{12}$$

Da es sich ausschliesslich um σ-Übergänge handelt, verwenden wir in beiden Fällen dieselbe HF-Anordnung mit fester Senderfrequenz ν_0 und mit der Schwingungsrichtung des magnetischen Wechselfeldes parallel zu $\boldsymbol{B}_0$. Der gewünschte Übergang wird durch Einstellen der zu ν_0 gehörenden Resonanzfelder $B_{26}(\nu_0)$ bzw. $B_{35}(\nu_0)$ induziert. Von den in (11) enthaltenen Parametern ist die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ der Atome gegeben und beträgt $\bar{v} \simeq 1{,}8 \cdot 10^5$ cm/s. Das HF-Feld erstreckt sich längs des Atomstrahls über eine Länge von $l = 3$ cm. Die Bedingungen (11) und (12) können umso besser erfüllt werden, je grösser B_1 und je kleiner x ist. Die obere Grenze der Amplitude B_1 ist durch die Leistung des HF-Oszillators bestimmt. In unserem Fall beträgt diese 20 W und liefert bei einer Frequenz von 436 MHz eine Feldamplitude von $B_1 \simeq 2\,G$. Das stationäre Feld B_0 muss mindestens so stark sein, dass trotz inhomogener Streufelder des nahen Quadrupolmagneten und der Elektronenkanone der verlangte Gradient $2\,\Delta B/l$ hergestellt werden kann. Dies ist für $B_0 \geq 30\,G$ der Fall. Die gewählten Parameter sind in Tabelle 2 angegeben. Die beiden letzten Spalten enthalten die Zahlenwerte der Verhältnisse von rechter Seite zu linker Seite der Ungleichungen (11) und (12).

Tabelle 2

Parameter der Anordnung für die Erzeugung adiabatischer HF-Übergänge im starken Magnetfeld.

Übergang	Frequenz ν_0(MHz)	Amplitude B_0(G)	B_0 (G)	ΔB (G)	Bedingung (11)	Bedingung (12)
(2) → (6)	436	2	72	3,6	28,8	0,28
(3) → (5)	436	2	150	7,5	13,8	0,13

Die für die Übergänge im schwachen magnetischen Feld gültigen Ungleichungen (7) und (9) lauten bei einer Länge des HF-Feldes von $l = 4$ cm und mit dem numerischen Wert des gyromagnetischen Verhältnisses des D-Atoms $\gamma = (2/3)\,(\mu_B/\hbar) = 5{,}9 \cdot 10^6\ (G \cdot s)^{-1}$:

$$B_1 \gg 11{,}5 \cdot 10^{-3}\,B_0^2 \tag{13}$$

und

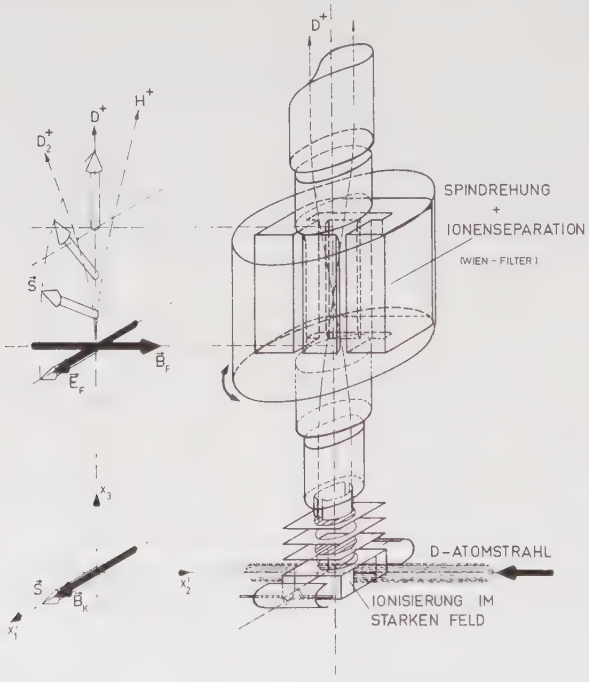
$$B_1^2 \gg 6{,}12 \cdot 10^{-2}\, \Delta B\,. \tag{14}$$

Durch die Wahl eines stationären Feldes B_0 von 9 G, was einer Larmorfrequenz von $\nu_L = 8{,}5$ MHz entspricht, konnten mit $\Delta B = 4$ G und $B_1 = 3$ G die Bedingungen (8), (10), (13) und (14) hinreichend erfüllt werden. Der experimentelle Aufbau zur Erzeugung der HF-Übergänge (in Verbindung mit einer anderen Ionisationsanordnung) ist in [23] dargestellt.

2.3. *Ionisierung des Atomstrahls*

Der Starkfeldionisator ist eine Neukonstruktion mit folgenden Merkmalen: Das starke Feld am Ionisierungsort von $\boldsymbol{B}_K = 500$ G in x_1'-Richtung, das zugleich zur Führung der Elektronen dient, steht senkrecht zum D-Atomstrahl (= x_2'-Richtung). Die erzeugten Ionen werden senkrecht zu diesen beiden Richtungen in x_3-Richtung extrahiert [24, 25]. Massgebend für die Wahl dieser Anordnung war der Gedanke grösstmöglicher Einfachheit, da man so ohne Umweg über magnetische oder elektrische Ablenkeinrichtungen einen Ionenstrahl in der gewünschten x_3-Richtung mit transversaler Vektorpolarisation und guter Energiehomogenität erhält. Figur 3 zeigt eine perspektivische Ansicht des Ionisators und des zur Massentrennung dienenden Wienfilters, das unter 2.5. näher beschrieben wird.

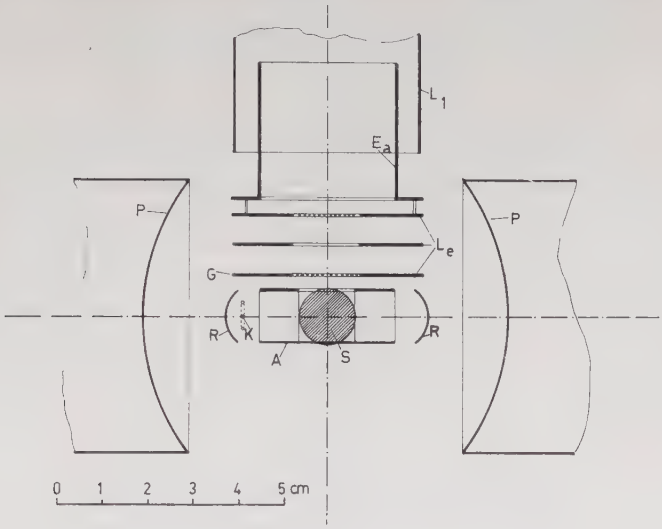
Das magnetische Feld B_K wird durch einen Elektromagneten erzeugt, dessen Spulen und Joch sich ausserhalb des Ionisatorgehäuses befinden, während die Pol-



Figur 3

Ansicht des Ionisators und des Wienfilters (nicht maßstabgetreu).

schuhe ins Vakuum hineinragen. Sie sind zu diesem Zweck vakuumdicht in Flansche aus rostfreiem Stahl eingeschraubt. Die Enden der Polschuhe sind kugelförmig mit einem Radius von 5 cm ausgedreht und gewährleisten trotz eines Polschuhabstandes von 6 cm ein hinreichend homogenes Feld am Ionisierungsort. Die Messung ergab Feldinhomogenitäten von höchstens 0,3% über den gesamten Ionisierungsbereich. Daher kann man erwarten, dass der Polarisationszustand des erzeugten Deuteronenstrahls sehr gut rotationssymmetrisch bezüglich der Richtung des Feldes B_K ist. Figur 4 zeigt einen masstäblichen Schnitt durch den Ionisator in der (x_1', x_3)-Ebene.



Figur 4

Schnitt durch den Ionisator

A Anode, *K* Kathode, *R* Reflektoren, *S* Strahlquerschnitt, *P* Polschuhe, *G* Extraktionsgitter, L_e Einzellinse, E_a Ablenkfeld, L_1 Linse 1.

Als Anode dient ein quaderförmiges Kästchen aus Molybdänblech (Masse: 30 × 20 × 12 mm^3), dessen zwei Schmalseiten für den Durchtritt der Elektronen offen sind. Die beiden anderen Schmalseiten besitzen Öffnungen zum Ein- und Austritt des Atomstrahls. Eine kreisförmige Öffnung von 12 mm ∅ an der Oberseite erlaubt den Durchgriff des Gitterfeldes in das Innere des Kästchens und somit die Ionenextraktion. Die von einem Wolfram-Glühdraht *K*, der parallel zu einer Schmalseite S-förmig gespannt ist, ausgehenden Elektronen werden ins Innere der Anode beschleunigt und erreichen ihre Endgeschwindigkeit bereits nach etwa 5 mm Weglänge ganz in der Nähe der Anodenöffnung. Diese Geschwindigkeit ist durch das Anodenpotential von U_A = 800 V gegenüber der auf Erdpotential liegenden Kathode, vermindert um die Raumladungsdepression, gegeben. Die Potentialerniedrigung durch die Elektronenraumladung beträgt nach einer sehr groben Abschätzung auf der Achse der Anode etwa 50 Volt. Im Ionisierungsgebiet, also in der Mitte des Kästchens, erniedrigt sich das Potential nochmals im Mittel um etwa 30 Volt durch das Ionenextraktionsfeld, wenn am Extraktionsgitter *G* eine Spannung von − 300 Volt gegenüber der Kathode angelegt wird.

Die negativ geladenen Elektroden R reflektieren die Elektronen, die das Ionisierungsgebiet passiert haben, so dass sie dieses Gebiet mehrmals durchlaufen können. Der Vergleich des gemessenen Anodenstroms von $I_A = 20$–25 mA mit dem raumladungsbegrenzten Emissionsstrom einer entsprechenden planparallelen Diodenanordnung liefert einen mittleren Pendelfaktor von ca. 6 bis 7 bei einem Magnetfeld von $B_K = 500$ G. Durch dieses Feld werden die Elektronen auf Spiralbahnen von maximal 1,9 mm Spiralradius entlang den parallelen Magnetfeldlinien geführt. Die elektrischen Felder, die in der Anodenmitte und in Kathodennähe diese Bewegung stören, und die Raumladungskräfte bewirken die Abwanderung eines Teils der Elektronen auf die Anode. Nur diesen Anteil an der Gesamtzahl der Elektronen, also etwa 25 mA, hat die Kathode nachzuliefern, um das Raumladungsgleichgewicht aufrechtzuerhalten.

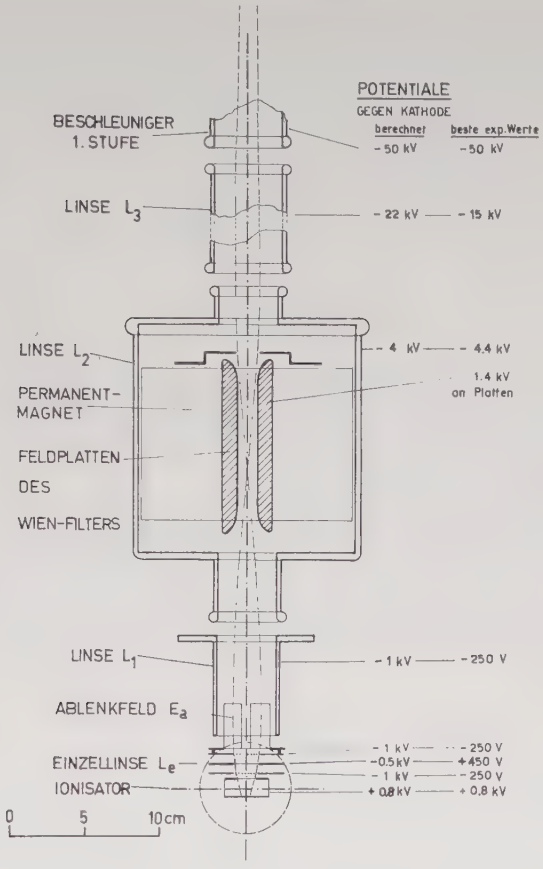
Die Ionen erfahren durch das elektrische Extraktionsfeld und das dazu gekreuzte Magnetfeld eine Ablenkung senkrecht zu beiden Feldrichtungen. Ihre Bahnen bilden bei den verwendeten Feldstärken angenähert den Anfang einer gewöhnlichen Zykloide und verlassen das Magnetfeld unter einem spitzen Winkel zur x_3-Richtung. Da die Extraktionsfeldstärke nur ungenau bekannt ist, lassen sich die Bahnen der Ionen nur näherungsweise konstruieren. Als Abschätzung erhält man einen mittleren Austrittswinkel der D^+-Ionen am Polschuhrand von etwa 10°. Eine Messung der Strahlintensität am Ort des Wienfilters, d. h. im Überkreuzungspunkt des Strahls, mit einem Faradaybecher von 1,5 mm Öffnung ergab eine Verschiebung des Maximums des D^+-Strahls gegen die x_3-Achse um 13 mm, woraus sich ein Austrittswinkel von etwa 6° berechnet. Die Neigung des Strahls liesse sich durch ein Verkanten des Ionisatorsystems um diesen Winkel kompensieren. In unserem Fall dient ein elektrostatisches Ablenkfeld $\boldsymbol{E}_a$ der Rücklenkung des Strahls gegen die x_3-Achse, wodurch sich experimentell leicht das Optimum der Einstellung finden lässt. Die Ablenkelektroden dieses Feldes sind als Halbzylinder ausgebildet, um möglichst wenig vom Strahl abzuschneiden.

Die Neigung der Ionenbahnen hängt von der spezifischen Ladung q/m ab. Daher treten verschiedene Ionen unter verschiedenen Winkeln aus der Elektronenkanone aus und werden an verschiedene Orte im Geschwindigkeitsfilter fokussiert. Messungen mit Luft, D_2 und H_2 ergaben dort bereits gut getrennte Maxima, die bei 500 G um etwa deren Halbwertsbreite von 6 mm auseinander lagen. Eine solche Vorzerlegung des Strahls unterstützt die Wirkung des Wienfilters zur Abtrennung des D_2^+- vom D^+-Strahl.

Da die Ionen an verschiedenen Stellen des Ionisierungsvolumens entstehen, die wegen des Extraktionsfeldes auch Orte verschiedenen Potentials sind, zeigt der Ionenstrahl eine Energieunschärfe $\Delta E = e\,\Delta U \approx 100$ eV im raumladungsfreien Fall. Man kann annehmen, dass durch die Elektronenraumladung diese Zahl im Mittel zu kleineren Werten hin modifiziert wird, wenn man von den Randgebieten in der Nähe des Anodengehäuses absieht. Die Energieunschärfe ΔE bestimmt den chromatischen Fehler bei der Fokussierung des Ionenstrahls.

2.4. *Ionenoptik*

Das Schema der Ionenoptik mit dem Verlauf des D^+-Strahls und den angelegten Spannungen ist in Figur 5 dargestellt.



Figur 5

Schema der Ionenoptik.

Die als Gitterlinse ausgebildete Einzellinse L_e fokussiert den extrahierten Ionenstrahl zusammen mit der Rohrlinse L_1L_2 zu einem Überkreuzungspunkt etwa in der Mitte des Geschwindigkeitsfilters. Dort hat die engste Stelle des Filters einen Durchmesser von 12 mm; die gemessene Halbwertsbreite der Strahlintensität beträgt an dieser Stelle für die separierten Deuteronen etwa 6 mm. Hinter dem Filter und der Linse L_2L_3 tritt der Strahl praktisch parallel in das Beschleunigungsrohr ein. Der Strahl ist so fokussiert, dass durch eine Blende vor dem Target von 3×5 mm² etwa 1/3 der gesamten Strahlintensität hindurchtritt.

2.5. *Wienfilter und Drehung der Polarisationsachse*

Das Wienfilter erfüllt zugleich zwei Funktionen. Es dient der Analyse des Ionenstrahls nach der spezifischen Ladung der Ionen und erlaubt eine Drehung der Symmetrieachse $\boldsymbol{s}$ der Polarisation.

Vorexperimente zeigten, dass die Selbsttargetbildung durch D_2^+-Ionen störende Asymmetrien bei der Messung der D(*d*, *n*)³He-Reaktion bewirkt. Daher kommt eine

Strahlanalyse nach der Beschleunigung nicht in Betracht. Ein Ablenkmagnet vor der Beschleunigung scheidet aus räumlichen Gründen aus. Dagegen ist hier ein Wienfilter besonders geeignet. Es besteht aus einem elektrischen Feld $\boldsymbol{E}_F$ und einem dazu senkrechten magnetischen Feld $\boldsymbol{B}_F$, die beide vom Ionenstrahl senkrecht durchsetzt werden.

Ein Wienfilter ist «geradsichtig» für solche Ionen, die (im MKSQ-System) der Bedingung

$$v = \frac{|\boldsymbol{E}_F|}{|\boldsymbol{B}_F|} = \sqrt{\frac{2\,q\,U}{m}} \tag{15}$$

genügen, wo U die von den Ionen durchlaufene Potentialdifferenz und q/m ihre spezifische Ladung ist. Alle Teilchen mit anderem q/m werden seitlich ausgelenkt und durch eine Blende aus dem Strahl entfernt (Figur 3). Für eine von den Deuteronen durchlaufene Spannung $U = 3{,}6 \cdot 10^3$ V und eine Magnetfeld von $B_F = 0{,}22$ Vs/m² benötigt man ein elektrisches Feld von $E_F = 1{,}29 \cdot 10^5$ V/m. Experimentell zeigt sich bei diesen Werten eine vollständige Trennung von D^+-, HD^+- und D_2^+-Ionen, wobei jedoch H_2^+- und D^+-Ionen nicht getrennt werden können.

Um alle Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit einer Reaktion zu bestimmen, ist es vorteilhaft, die Symmetrieachse der Polarisation in mehrere verschiedene Richtungen einzustellen. Dazu wird die Larmorpräzession des Deuteronenspins um die Richtung des Feldes $\boldsymbol{B}_F$ ausgenützt. Diese Präzession lässt sich klassisch ableiten. Man erhält für die Larmorfrequenz des Deuterons:

$$\omega_L = \gamma\,|\,\boldsymbol{B}_F\,| \tag{16}$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis des Deuterons $\gamma = 4{,}12 \cdot 10^3\ (\mathrm{G} \cdot \mathrm{s})^{-1}$.

Zur Beschreibung der Präzession der Polarisationsachse $\boldsymbol{s}$ ist es zweckmässig, von einem raumfesten Koordinatensystem (x_1', x_2', x_3) auszugehen, das mit Atomstrahl, Ionisatorfeld $\boldsymbol{B}_K$ und Achse des Beschleunigungsrohres (Figur 3) verbunden ist. Die anfängliche Lage von $\boldsymbol{s}$ ist in diesem System durch die Winkel $\alpha' = \pi/2$ und $\beta' = 0$ gegeben. Durchfliegen die Deuteronen das Magnetfeld B_F von der Länge L_{eff}, so bewegt sich die Achse $\boldsymbol{s}$ im Ruhesystem der Teilchen auf dem Mantel eines Kegels, dessen halber Öffnungswinkel gleich dem Winkel η zwischen der Richtung von $\boldsymbol{B}_F$ und der ursprünglichen Richtung der Achse $\boldsymbol{s}$ parallel zum Ionisatorfeld $\boldsymbol{B}_K$ ist. Die Achse präzessiert um einen Winkel δ, der von der Geschwindigkeit v, mit der das Feld durchlaufen wird, und von der Länge L_{eff} des Feldes abhängt:

$$\delta = \omega_L \frac{L_{eff}}{v}. \tag{17}$$

Die neue Stellung der Symmetrieachse der Polarisation $\boldsymbol{s}$, nachdem die Deuteronen das Feld B_F verlassen haben, berechnet sich aus den Beziehungen:

$$\cos\alpha' = \sin\eta \cdot \sin\delta \tag{18}$$

und

$$\operatorname{tg}\beta' \quad \frac{\operatorname{tg}\eta\,(1-\cos\delta)}{\operatorname{tg}^2\eta \cdot \cos\delta + 1}. \tag{19}$$

Im allgemeinen verlässt also die Achse $\boldsymbol{s}$ die ursprüngliche (x_1', x_3)-Ebene. Da es nach [1] zweckmässig ist, diese Achse in eine Zählerebene zu legen, führt man das in Kapitel

1.2. genannte Koordinatensystem (x_1, x_2, x_3) ein, das aus dem System (x_1', x_2', x_3) durch Drehung um den Winkel β' um die x_3-Achse hervorgeht und in welchem $\boldsymbol{s}$ durch die Winkel $\alpha = \alpha'$ und $\beta = 0$ beschrieben wird. Aus diesem Grunde ist die Zähler- und Targetanordnung drehbar um die x_3-Achse montiert.

Will man die Achse $\boldsymbol{s}$ auch in die x_3-Richtung einstellen, so muss nach Gleichung (18) der Präzessionswinkel $\delta = \pi/2$ werden und ausserdem $\boldsymbol{B}_F$ senkrecht auf $\boldsymbol{B}_K$ stehen ($\eta = \pi/2$). Mit Gleichung (17) ergibt sich für diesen Fall eine Beziehung zwischen dem Potential der Linse L_2, welches die Geschwindigkeit v bestimmt, und der effektiven Länge L_{eff} des Feldes:

$$U_{L_2} = \frac{2\, m_D \cdot L_{eff}^2\, \omega_L^2}{e \cdot \pi^2}. \tag{20}$$

Für eine durchlaufene Spannung $U_{L_2} = -3{,}6 \cdot 10^3$ Volt und eine mittlere magnetische Feldstärke $B_F = 0{,}22$ Vs/m^2 ergibt sich als notwendige effektive Länge des Feldes $L_{eff} = 10{,}2$ cm. Der verwendete Permanentmagnet hat eine Länge von $L = 10{,}0$ cm. Wegen der Randfelder muss das richtige Linsenpotential U_{L_2} für eine 90°-Präzession experimentell bestimmt werden. Nach diesem Potential richtet sich dann nach Gleichung (15) die elektrische Feldstärke $\boldsymbol{E}_F$ des Wienfilters.

Das von uns verwendete Filter ist innerhalb des Vakuum-Gehäuses um die x_3-Achse drehbar angeordnet. Durch Einstellen von Werten des Verdrehungswinkels η zwischen 0° und 90° kann man die Symmetrieachse der Polarisation unter beliebige Winkel $0° \leq \alpha \leq 90°$ gegen die x_3-Achse einstellen. Für die 90°-Präzession vereinfachen sich die Gleichungen (18) und (19) zu

$$\alpha' = \pi/2 - \eta \tag{21}$$

und

$$\beta' = \eta\,. \tag{22}$$

Die wahre Lage der Symmetrieachse des Polarisationszustandes lässt sich mittels der T(d, n)^{4}He-Reaktion experimentell überprüfen [1, 10]. Neben der x_1- und der x_3-Richtung der Symmetrieachse ist besonders die Lage in der (x_1, x_3)-Ebene interessant, bei der die Achse mit der x_3-Richtung den Winkel $\alpha = 54{,}7°$ einschliesst. Dabei verschwindet nämlich die Tensorkomponente P_{33} der Polarisation im (x_1, x_2, x_3)-System gerade. Bei der Messung der D(d, n)^{3}He-Polarisationsempfindlichkeit wurden alle drei Stellungen der Polarisationsachse mit Erfolg verwendet.

2.6. *Beschleuniger*

Die aus dem Wienfilter austretenden D^+ und H_2^+-Ionen werden durch die Linse L_2L_3 und die Beschleunigungsstrecken auf das Target fokussiert. Der Beschleuniger ist ein Kaskadenbeschleuniger[1]) mit drei Stufen und einer Maximalenergie von 620 keV. Er wurde gegenüber [10] nicht verändert.

Der gemessene Targetstrom I der Deuteronen beträgt (7 ± 3) nA. Der grosse Fehler dieser Angabe beruht auf der ungenauen Kenntnis des H_2^+-Anteils am Deuteronenstrahl. Eine Abschätzung des Strahlstromes aus einer gemessenen Neutronen-Stosszahl von 350 s^{-1} der T(d, n)^{4}He-Reaktion, gemessen mit einem Plastikszintillator, der mit dem dicken Ti-T (1:1)-Target einen Raumwinkel von $3 \cdot 10^{-2}$ sterad

[1]) Geliefert von der Firma Haefely & Cie., Basel.

einschloss, ergibt $I = 9$ nA. Dabei wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähleranordnung zu 10% angenommen. Der Diskriminatorpegel lag bei einer Protonen-Rückstossenergie von ca. 6,5 MeV.

2.7. *Experimentell bestimmte Polarisation des Deuteronenstrahls*

Die folgende Tabelle 3 gibt die experimentell mittels der $T(\vec{d}, n)^4He$-Reaktion bei $E_d = 200$ keV (s. Kap. 3.3.) bestimmten Polarisationswerte des Deuteronenstrahls und zugleich die Möglichkeiten der Anordnung zur Auswahl verschiedener Vorzeichenkombinationen wieder. Daneben sind in Klammern die nach Tabelle 1 berechneten theoretischen Werte angegeben.

Tabelle 3

Experimentelle und theoretische Polarisation des Deuteronenstrahls.

	Art des SF-Überganges			
	(2) → (6)		(3) → (5)	
	P^*_{33}	P^*	P^*_{33}	P^*
nur SF-Übergang	+0,70 (+1)	+0,23 (+1/3)	−0,70 (−1)	+0,23 (+1/3)
(SF + WF)-Übergang	−0,70 (−1)	−0,23 (−1/3)	+0,70 (+1)	−0,23 (−1/3)
nur WF-Übergang	0,00 (0)	−0,46 (−2/3)	0,00 (0)	−0,46 (−2/3)

Die Abweichungen der experimentellen von den theoretischen Werten haben vermutlich folgende Ursachen (vgl. [26]):

a) Ein Anteil von unpolarisiertem D-Gas vermindert die Polarisation des D^+-Strahles. Dieser Anteil entsteht teilweise durch Spaltung der im Atomstrahl mitgeführten D_2-Moleküle durch Elektronenstoss, teilweise durch thermische Dissoziation dieser Moleküle an den heissen Flächen des Ionisators. Er kann durch verbessertes Vakuum im Ionisierungsgebiet vermindert werden.

b) Die Übergangswahrscheinlichkeit der SF-Übergänge ist kleiner als 100%, vermutlich wegen zu kleiner Leistung des verwendeten Senders.

c) Die Ionisierung erfolgt nicht im unendlich starken Feld, sondern bei $B_K = 500$ G. Dadurch lässt sich auch theoretisch nur ein maximales P^*_{33} von 0,976 erzielen.

d) Den Atomen mit $m_J = +1/2$ ist ein kleiner Anteil ($\sim 1\%$) von Atomen mit $m_J = -1/2$ beigemengt, die wegen der endlichen Länge des Quadrupolmagneten nicht vollständig separiert werden.

Die WF-Übergänge erfolgen mit einer Wahrscheinlichkeit von nahezu 100%. Das folgt aus der Tatsache, dass sich für einen reinen WF-Übergang experimentell und in Übereinstimmung mit der Theorie ein P^*_{33} von Null innerhalb der Fehlergrenzen ergibt, sowie daraus, dass P^*_{33} beim Wechsel von SF- auf (SF + WF)-Übergänge sein Vorzeichen mit einer Genauigkeit von 3% des Wertes von P^*_{33} umkehrt.

3. Messverfahren

3.1. *Bemerkungen zur Theorie*

Nach Goldfarb et al. [4, 27, 28] gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{pol}(\vartheta, \varphi)$ einer Reaktion mit polarisiert einfallenden Deuteronen und unpolarisiertem

Target:

$$\frac{\sigma_{pol}(\vartheta, \varphi)}{\sigma_0(\vartheta)} = 1 + \frac{\sigma_2(\vartheta, \varphi)}{\sigma_0(\vartheta)}$$
$$= 1 - \frac{3}{2} P_1 D(\vartheta) \sin\varphi + \frac{1}{2} P_{33} D_{33}(\vartheta)$$
$$+ \frac{1}{6} (P_{11} - P_{22}) [D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)] \cos 2\varphi$$
$$+ \frac{2}{3} P_{13} D_{13}(\vartheta) \cos\varphi . \qquad (23)$$

Darin ist $\sigma_0(\vartheta)$ der Wirkungsquerschnitt für unpolarisiert einfallende Deuteronen. $\sigma_2(\vartheta, \varphi)$ drückt die Modifikation von $\sigma_0(\vartheta)$ durch die Polarisation der Deuteronen aus. Diese wird nach 1.2. und nach Kap. 2.1. von [1] durch die Komponenten P_i und P_{ik} von $\boldsymbol{P}$ und P^*_{33} bezüglich des speziell gewählten Koordinatensystems (x_1, x_2, x_3) dargestellt, in welchem die Komponenten P_2, P_{12} und P_{23} der Polarisation gerade verschwinden. Durch Messung des Verhältnisses $\sigma_{pol}(\vartheta, \varphi)/\sigma_0(\vartheta)$ können so bei bekannter Strahlpolarisation die drei Komponenten der Tensorpolarisationsempfindlichkeit

$$D_{33}(\vartheta), D_{13}(\vartheta) \quad \text{und} \quad D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$$

sowie die Komponente der Vektorpolarisationsempfindlichkeit

$$D(\vartheta)$$

bestimmt werden. Bezeichnet man die von einem Zähler i mit den Winkeln ϑ_i und φ_i gemessenen, um den Untergrund verminderten Stosszahlen während einer festen Zeitdauer t mit $N_i(pol)$ und $N_i(u)$ für den polarisierten bzw. unpolarisierten Strahl, so gilt für den Quotienten

$$Z_i(\vartheta_i, \varphi_i) = \frac{N_i(pol)}{N_i(u)} = q \frac{\sigma_{pol}(\vartheta_i, \varphi_i)}{\sigma_0(\vartheta_i)}, \qquad (24)$$

wobei q das Verhältnis der auf das Target gelangten Deuteronenladungen bei polarisiertem bzw. unpolarisiertem Strahl darstellt. Durch die Quotientenbildung fallen die Eigenschaften des betreffenden Zählers und des Targets, wie z. B. Raumwinkel, Diskriminierung und Targetdicke, heraus.

3.2. *Messung der Polarisationsempfindlichkeit der D*(d, n)³*He-Reaktion*

Die Winkelverteilung der D(*d*, *n*)³He-Reaktion wurde bei einer Einfallsenergie der polarisierten Deuteronen von $E_d = 600$ keV gemessen. Das verwendete Zr-D (1:1)-Target hatte eine Dicke von 1,6 mg/cm², was einem Energieverlust von 300 keV der Deuteronen obiger Energie entspricht. Eine mit dem totalen Wirkungsquerschnitt gewogene graphische Mittelung über die Energie ergab eine mittlere Deuteronenenergie im Target von $\overline{E}_d = 460$ keV.

Als Zähler fanden acht Plastikszintillatoren vom Typ NE 102 mit Sekundärelektronenvervielfachern vom Typ RCA 6342 A in Quadrupelanordnung [1] Verwendung. Bei einem Abstand der Zähler vom Target von 20 cm betrug die maximale Stosszahl etwa 10 s^{-1} bei Vorwärtswinkeln. Dabei wurde der Diskriminatorpegel so eingestellt, dass die Rückstossprotonen mit einer Energie über ca. 1 MeV registriert

wurden. Damit konnten die (*dd*)-Neutronen, deren Energie zwischen 1,9 und 3,5 MeV liegt, unter allen Reaktionswinkeln gezählt werden.

Da sich durch Mittelung über viele kurze Teilmessungen langsame systematische Änderungen der Zähler-Ansprechwahrscheinlichkeiten sowie statistische Schwankungen des Ladungsverhältnisses q in Gleichung (24) eliminieren lassen, bestand jede Messung für eine bestimmte Stellung der Polarisationsachse s wie in der vorstehenden Arbeit [1] aus 10–15 Messreihen zu je 20 Teilmessungen. Diese 20 Teilmessungen einer Messreihe geschahen in der Reihenfolge:

U	1 min mit unpolarisiertem Strahl
SF	1 min mit HF-Übergang im starken Feld
SF + WF	1 min mit HF-Übergängen im starken und schwachen Feld
WF	1 min mit HF-Übergängen im schwachen Feld,

anschliessend in umgekehrter Reihenfolge usw. Danach wurde 5 min lang der Neutronenuntergrund bei abgestelltem Atomstrahl bestimmt und von der Summe der je 5 Teilmessungen U, SF, SF + WF und WF subtrahiert. Daraus ergaben sich für jeden Zähler die Asymmetrien Z_i (SF/U), Z_i (SF + WF/U) und Z_i (WF/U) und nach Gleichung (23) und (24) mit der gemessenen Strahlpolarisation die Elemente der Polarisationsempfindlichkeit. Die gewogenen Mittel aus allen Messreihen lieferten die Endresultate.

Da die HF-Übergänge (2) → (6) und (3) → (5) gleichwertige Resultate ergaben (Tabelle 3), fand für nahezu alle Messungen der Übergang (2) → (6) Verwendung. Einige zur Kontrolle durchgeführte Messungen mit dem (3) → (5)-Übergang erbrachten innerhalb der Messfehler dieselben Resultate. Daraus ergibt sich, dass keine gegenseitige Beeinflussung der Vektor- und Tensorkomponenten vorlag. Das folgt aus der Tatsache, dass nach Tabelle 3 P^*_{33} beim Wechsel vom Übergang (2) → (6) auf den Übergang (3) → (5) sein Vorzeichen wechselt, P^* dagegen sein Vorzeichen beibehält.

3.3. *Bestimmung der Strahlpolarisation*

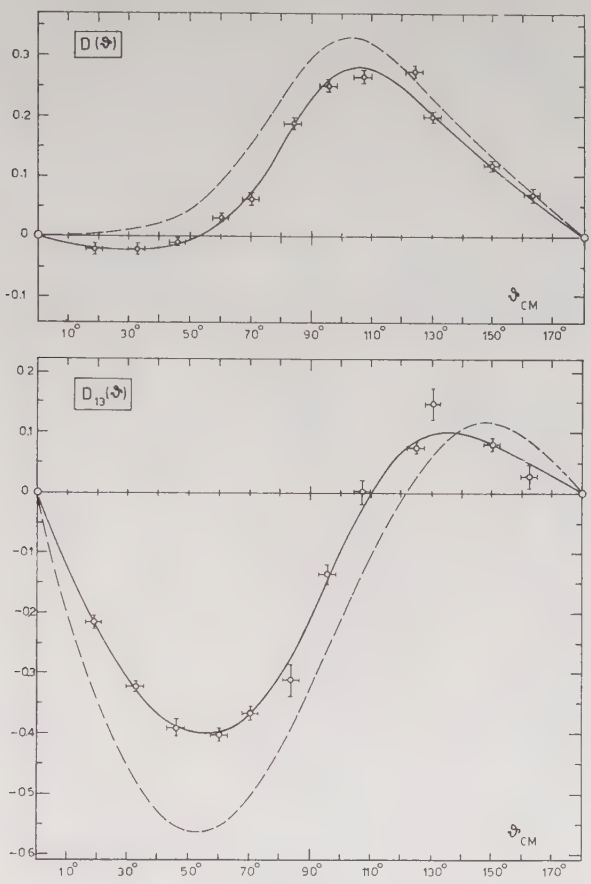
Die Polarisationskomponenten des Deuteronenstrahls wurden mittels der 107-keV-Resonanz der T(d, n)^{4}He-Reaktion, deren Polarisationsempfindlichkeit sehr gut bekannt ist [10], nach Gleichung (23) bestimmt. Hierzu diente dieselbe Zähleranordnung wie für die D(d, n)^{3}He-Reaktion, wobei ein dickes Ti-T (1:1)-Target von aussen vor das Zr-D-Target geklappt wurde. Die Einzelheiten dieser Messung sind ausführlich in [1] beschrieben; sie werden daher hier übergangen.

4. Resultate der Messungen

4.1. *Polarisationsempfindlichkeiten der D*(d, n)^3*He-Reaktion bei* $\overline{E_d} = 460$ *keV*

Die nach Gleichung (23) und (24) bei 11 bzw. 12 Reaktionswinkeln experimentell bestimmten Werte der Polarisationsempfindlichkeiten der D(d, n)^3*He*-Reaktion sind in Figur 6 und Figur 7 zusammengefasst.

Der Verlauf der Messpunkte wurde durch Reihenentwicklung nach dem durch die Theorie [27] jeweils gegebenen orthogonalen Funktionensystem nach der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Es sind dies die Legendre-Polynome $L_{no}(\cos\vartheta)$ und



Figur 6

Polarisationsempfindlichkeit $D(\vartheta)$ und $D_{13}(\vartheta)$ der D$(d, n)^3$He-Reaktion.

die zugeordneten Legendre-Funktionen 1. Art $L_{nm}(\cos\vartheta)$, wie sie bei JAHNKE-EMDE [29] definiert sind[2]). Man erhält folgende Entwicklungen:

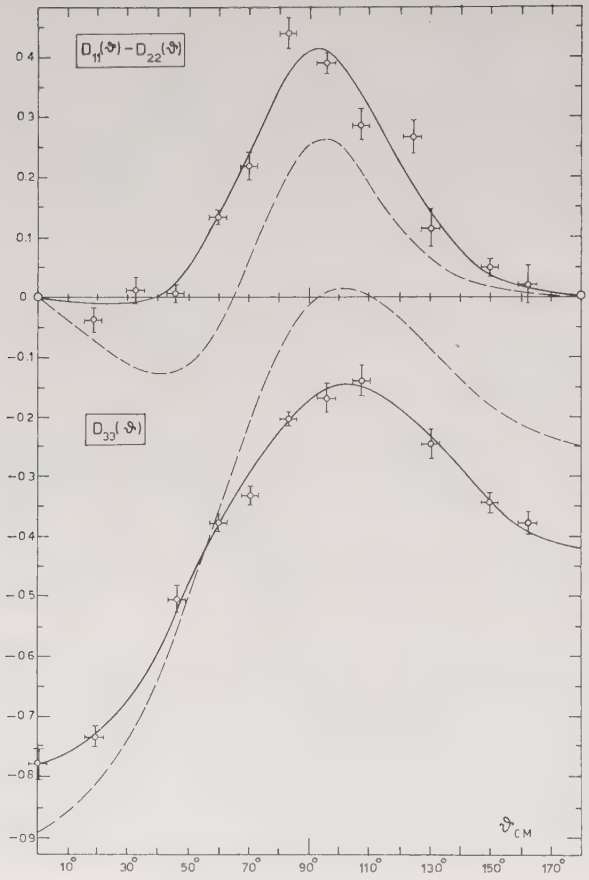
$$D(\vartheta) = \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=1}^{n_{max.}} a_n \, L_{n1}(\cos\vartheta)$$

$$D_{33}(\vartheta) = \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=0}^{n_{max.}} b_n \, L_{n0}(\cos\vartheta)$$

$$D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta) = \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=2}^{n_{max.}} c_n \, L_{n2}(\cos\vartheta)$$

$$D_{13}(\vartheta) = \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=1}^{n_{max.}} d_n \, L_{n1}(\cos\vartheta) \; . \qquad (25)$$

[2]) In der Notierung von JAHNKE-EMDE: $L_{n0}(\cos\vartheta) \equiv P_n(\cos\vartheta)$, $L_{nm}(\cos\vartheta) \equiv P_n^m(\cos\vartheta)$.



Figur 7

Polarisationsempfindlichkeit $D_{11}(\vartheta)-D_{22}(\vartheta)$ und $D_{33}(\vartheta)$ der D$(d, n)^3$He-Reaktion.

Der obere Summenindex n_{max} ist durch das Abbrechen der Reihen mit dem Polynom der höchsten noch statistisch vertretbaren Ordnung gegeben. Als solche galten Polynome, deren Koeffizienten noch grösser waren als der doppelte zugehörige statistische Fehler. Die Koeffizienten $a_n, \ldots, d_n$ wurden abweichend von [4] definiert, jedoch entspricht ein Teil der hier definierten Koeffizienten gemäss Tabelle 4 den in [4] definierten:

Für die Anpassung nach Gl. (25) muss die Winkelverteilung $W_0(\vartheta)$ für unpolarisierte Deuteronen bekannt sein. Sie wurde der Literatur entnommen [7]. Um eine

Tabelle 4

Vergleich unserer Entwicklungskoeffizienten mit den Koeffizienten von Rook und Goldfarb [4].

hier	a_1	a_2	b_0	b_2	c_2	d_2
in [4]	$2/3\ B_3$	$2/3\ B_1$	$2\ B_7$	$2\ B'_5$	$3\ B_5$	$3/2\ B_6$

möglichst gute Anpassung zu erzielen, muss bereits bei 460 keV von den in [1, 4] genannten Voraussetzungen abgewichen werden, wonach im Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Deuteronen nur cos-Terme bis zur zweiten Ordnung mitzunehmen sind. Die in (25) eingesetzte Winkelverteilung hat dagegen die folgende Form:

$$W_0(\vartheta) = 1 + A\, L_{20}(\cos\vartheta) + B\, L_{40}(\cos\vartheta)\,. \tag{26}$$

Damit ergab die Rechnung die in Tabelle 5 zusammengefassten Entwicklungskoeffizienten für die D$(d, n)^3$He-Reaktion. Die entsprechenden Resultate für die D$(d, p)^3$H-Reaktion nach [1] sind zum Vergleich angeführt, ebenso sind die zugehörigen Kurvenverläufe in Figur 6 und Figur 7 zum Vergleich gestrichelt eingezeichnet.

Tabelle 5

Entwicklungskoeffizienten der D$(d, n)^3$He- und D$(d, p)^3$H-Reaktion.

		D$(d, n)^3$He	D$(d, p)^3$H
$W_0(\vartheta)$	A	$+0{,}79 \pm 0{,}07$	$+0{,}66 \pm 0{,}02$
	B	$+0{,}08 \pm 0{,}02$	$+0{,}16 \pm 0{,}01$
$D(\vartheta)$	a_1	$+0{,}142 \pm 0{,}004$	$+0{,}198 \pm 0{,}006$
	a_2	$-0{,}078 \pm 0{,}004$	$-0{,}067 \pm 0{,}004$
$D_{33}(\vartheta)$	b_0	$-0{,}376 \pm 0{,}010$	$-0{,}277 \pm 0{,}006$
	b_1	$-0{,}252 \pm 0{,}017$	$-0{,}408 \pm 0{,}014$
	b_2	$-0{,}607 \pm 0{,}019$	$-0{,}597 \pm 0{,}018$
	b_3	$-0{,}076 \pm 0{,}024$	$-0{,}133 \pm 0{,}018$
	b_4	$-0{,}144 \pm 0{,}025$	$-0{,}110 \pm 0{,}021$
$D_{11}(\vartheta)-D_{22}(\vartheta)$	c_2	$+0{,}076 \pm 0{,}004$	$+0{,}034 \pm 0{,}003$
	c_3	$-0{,}008 \pm 0{,}003$	$-0{,}015 \pm 0{,}002$
	c_4	$(-0{,}004 \pm 0{,}002)$	$-0{,}010 \pm 0{,}001$
$D_{13}(\vartheta)$	d_1	$-0{,}172 \pm 0{,}006$	$-0{,}283 \pm 0{,}009$
	d_2	$-0{,}183 \pm 0{,}004$	$-0{,}225 \pm 0{,}008$
	d_3	$-0{,}034 \pm 0{,}004$	$-0{,}037 \pm 0{,}007$
	d_4	$-0{,}021 \pm 0{,}003$	$-0{,}038 \pm 0{,}006$
	d_5	$-0{,}008 \pm 0{,}003$	$(-0{,}009 \pm 0{,}006)$

5. Diskussion

5.1. *Diskussion der Fehler*

Die in Figur 6 und Figur 7 eingezeichneten Fehlerschranken der einzelnen Messpunkte entsprechen den statistischen Unsicherheiten der Zählraten und den abgeschätzten Winkelfehlern, die durch die endliche Ausdehnung des Targets und der Zähler bedingt sind.

Die relativen Fehler in der Bestimmung der Strahlpolarisation lagen wegen der hohen Stosszahlen der T$(d, n)^4$He-Reaktion durchweg unter 1,5% und wurden daher für die Resultate nicht mit verwertet.

Die Fehler der Anpassungskoeffizienten in Tabelle 5 ergaben sich aus den Fehlern der Messpunkte nach Gauss [30]. Dabei erwies sich der Fehler der Winkelverteilung $W_0(\vartheta)$ als vernachlässigbar gegenüber den Messfehlern.

Zahlreiche Messungen bei verschiedenen Stellungen der Symmetrieachse der Polarisation, die Messungen mit HF-Übergängen im starken und wahlweise im an-

schliessenden schwachen Magnetfeld erbrachten im allgemeinen übereinstimmende Resultate, deren gewogenes Mittel das Endresultat darstellt.

Die Tatsache, dass der Atomstrahl nicht im unendlich starken Magnetfeld, sondern bei 500 G ionisiert wurde, führt bei der Berechnung der Vektorpolarisation des Strahles aus der Tensorpolarisation nach $P^* = 1/3\ P^*_{33}$ zu um 2,5% zu niedrigen Werten, was eine Korrektur der Vektorpolarisationsempfindlichkeit um diesen Betrag notwendig machte.

Es muss darauf hingewiesen werden, dass zwar die statistischen Fehler der Komponente $D(\vartheta)$ wegen der dreifachen Messung in jeder Messreihe besonders klein sind, dass jedoch der Wert von $D(\vartheta)$ mit einer zusätzlichen systematischen Unsicherheit behaftet ist. Diese rührt daher, dass wegen des Fehlens einer Analysatorreaktion für die Vektorpolarisation der Deuteronen diese aus der Tensorpolarisation des Strahls berechnet werden musste. Die dabei gemachten Annahmen $P^* = 1/3\, P^*_{33}$ bzw. $P^* = 2/3\, P^*_{33}$, die für einen idealen Strahl beim Feld $B_K \to \infty$ und 100% Übergangswahrscheinlichkeit der SF-Übergänge gelten, sind nur mit 10% Genauigkeit richtig, wenn man die Unsicherheit in der Kenntnis der Übergangswahrscheinlichkeit der SF-Übergänge, die mit der Unsicherheit in der Kenntnis des unpolarisierten Strahluntergrundes zusammenhängt, in Betracht zieht. Deshalb muss die dadurch auftretende zusätzliche Unsicherheit von $D(\vartheta)$ ebenfalls zu etwa 10% angenommen werden.

5.2. *Vergleich der Messungen mit der Theorie*

Um die experimentell bestimmten Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit der $D(d, n)^3He$- und der $D(d, p)^3H$-Reaktion nach [1] in Abhängigkeit vom Emissionswinkel befriedigend wiederzugeben, müssen, wie Tabelle 5 zeigt, mehr Terme herangezogen werden, als Rook und Goldfarb in ihrer Theorie [1, 4] fordern. Sie beschränken sich auf die in Arbeit [1] (Gl. (3)) genannten Terme bis zur zweiten Ordnung.

Lediglich die Komponente $D(\vartheta)$ entspricht für beide Reaktionen bezüglich ihrer Winkelabhängigkeit der Voraussage eines $\sin\vartheta$- und eines $\sin 2\,\vartheta$-Terms. Bei $D_{11}(\vartheta)$–$D_{22}(\vartheta)$ ist der $L_{22}(\cos\vartheta)$-Term zwar der beherrschende, jedoch ist in beiden Reaktionen mindestens ein höherer Term eindeutig vorhanden, was sich in der Grösse der Koeffizienten c_3 und c_4 äussert. Für die Darstellung von $D_{13}(\vartheta)$ und $D_{33}(\vartheta)$ müssen Terme bis zur 5. bzw. 4. Ordnung mitgenommen werden (Koeffizienten d_3, d_4, d_5, b_3 und b_4), aber auch zusätzliche Terme niedrigerer Ordnung. So tritt bei $D_{33}(\vartheta)$ ein relativ grosser $L_{10}(\cos\vartheta) \equiv \cos\vartheta$-Term mit dem Koeffizienten b_1 und bei $D_{13}(\vartheta)$ ein grosser $L_{11}(\cos\vartheta) \equiv \sin\vartheta$-Term mit dem Koeffizienten d_1 zusätzlich auf.

Die in [1] zusammenfassend dargestellten einschränkenden Voraussetzungen dieser Theorie sind daher zu überprüfen und zu erweitern. Das Auftreten von Koeffizienten höherer Ordnung in beiden Reaktionen deutet darauf hin, dass D-Wellen bereits bei 460 keV merklich an der Reaktion teilnehmen. Die Energieabhängigkeit des Koeffizienten B (vgl. Gl. (26)) von $L_{40}(\cos\vartheta)$ im unpolarisierten Wirkungsquerschnitt [5, 7] zeigt darüber hinaus, dass D-Wellen erst unterhalb von ca. 250 keV auszuschliessen sind, so dass Messungen der Polarisationsempfindlichkeit der (dd)-Reaktionen bei dieser tieferen Energie der Voraussage [4] besser entsprechende Resultate liefern sollten.

Auch die Ausschliessung von Quintett-Zuständen des Eingangskanalspins im Zwei-Deuteronen-System auf Grund des Pauliprinzips muss überprüft werden. Nach GOLDFARB [31] zeigt das Auftreten der Koeffizienten ungerader Ordnung b_1 und d_1 von $D_{33}(\vartheta)$ und $D_{13}(\vartheta)$ die Teilnahme der Quintettzustände an der Reaktion an. Dies kann nur so erklärt werden, dass zwar das Pauliprinzip eine enge Annäherung der beiden Deuteronen (und damit der vier Nukleonen) mit parallelen Spins verbietet, dass jedoch die Wahrscheinlichkeit, zwei Deuteronen mit parallelen Spins vorzufinden, in einer Entfernung von der Grösse des d-d-Wechselwirkungsabstandes von ~ 7 fm von Null verschieden ist. Dadurch können auch Quintettzustände mit merklicher Wahrscheinlichkeit gebildet werden.

Da die Koeffizienten der Winkelverteilungen quadratische Formen in Reaktionsmatrixelementen darstellen, gestatten sie im Prinzip Aussagen über diese Matrixelemente; doch reicht die Zahl der hier ermittelten Koeffizienten für eine eindeutige Berechnung der Matrixelemente nicht aus. Nur der Koeffizient a_1 ($\equiv 2/3\ B_3$ nach Tabelle 4), für den gilt:

$$a_1 = 2\sqrt{3}\ \mathrm{Im}\ (\alpha_0\, \beta_{11}^*)\ , \tag{27}$$

lässt im Rahmen der Theorie [4] die Schlussfolgerung auf die Existenz eines wesentlichen ($\boldsymbol{L} \cdot \boldsymbol{S}$)-Potentials in den beiden Reaktionen zu. Das Matrixelement

$$\beta_{11} = \langle S_2\, l_2\, J \mid R \mid S_1\, l_1\, J \rangle = \langle 011 \mid R \mid 111 \rangle\ , \tag{28}$$

das Triplett-Singulett-Übergängen des Kanalspins S entspricht, ist in der betrachteten Näherung nur dann von Null verschieden, wenn man ein solches ($\boldsymbol{L} \cdot \boldsymbol{S}$)-Potential zwischen den Nukleonen annimmt. Wie auch von anderen Autoren [32, 33] für die D(d, p)^{3}H-Reaktion angedeutet, ergibt sich hier aus der Grösse von a_1 eine relativ grosse Wahrscheinlichkeit für Triplett-Singulett-Übergänge. Zur Bestimmung von β_{11}^* allein müsste noch das Matrixelement $\alpha_0 = \langle 000 \mid R \mid 000 \rangle$ bekannt sein, das Übergängen zwischen den beiden $^1S_0$-Zuständen des Eingangs- bzw. Ausgangskanals entspricht.

5.3. *Vergleich der D*(d, n)^3*He- mit der D*(d, p)^3*H-Reaktion*

Die Winkelabhängigkeit der Polarisationsempfindlichkeit der beiden (dd)-Reaktionen zeigt den für Spiegelbildreaktionen erwarteten ähnlichen Verlauf (Figur 6 und Figur 7). Sie lässt sich bei beiden Reaktionen durch analoge Entwicklungen wiedergeben (Tabelle 5). Doch weisen einander entsprechende Koeffizienten beider Reaktionen zumeist beträchtliche Abweichungen voneinander auf.

Diese Unterschiede könnten zum Teil auf den verschiedenen Dicken der verwendeten Targets beruhen (für die D(d, n)^{3}He-Reaktion wurde ein 300 keV dickes Zr-D-Target, für die D(d, p)^{3}H-Reaktion ein 80 keV dickes D_2-Gastarget benützt). Messungen der D(d, p)-Reaktion mit beiden Targets unter Rückwärtswinkeln liessen eine leichte Abhängigkeit der Ergebnisse von der Targetdicke erkennen. Die aus diesem Grunde bei einer mittleren Energie $\overline{E}_d = 200$ keV durchgeführten vorläufigen Messungen der D(d, p)-Reaktion zeigten tatsächlich eine starke Energieabhängigkeit zumindest für die Komponente $D_{11}(\vartheta)$–$D_{22}(\vartheta)$ der Polarisationsempfindlichkeit.

Vermutlich reicht die Abhängigkeit der Resultate von der Targetdicke jedoch nicht aus, um die Unterschiede zwischen der D(d, n)- und der D(d, p)-Reaktion zu begründen. Diese müssen vielmehr zum Teil auf den Einfluss der Coulombwechsel-

wirkung im Ausgangskanal zurückgeführt werden. Darüber können weitere Messungen bei tieferer Energie unter Verwendung desselben (möglichst dünnen) Gastargets für beide Reaktionen Aufschluss geben.

Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit danken wir dem Schweizerischen Nationalfonds.

Für viele wertvolle Anregungen und Diskussionen spreche ich besonders Herrn Prof. Dr. H. R. Striebel, für die Planung der Hochfrequenz-Übergänge Herrn Dr. H. Rudin und für das Rechenprogramm Herrn Dr. F. Seiler und seiner Frau meinen herzlichen Dank aus. Besonderer Dank gilt meinem Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. Huber, für seine stete Förderung nicht nur dieser Arbeit.

Literaturverzeichnis

[1] C. Petitjean, P. Huber, H. Paetz gen. Schieck und H. R. Striebel, Helv. phys. Acta *40*, 401 (1967).
[2] F. M. Beiduk, J. R. Pruett und E. J. Konopinski, Phys. Rev. *77*, 622 (1950).
[3] J. R. Pruett, F. M. Beiduk und E. J. Konopinski, Phys. Rev. *77*, 628 (1950).
[4] J. R. Rook und L. J. B. Goldfarb, Nucl. Phys. *27*, 79 (1961).
[5] W. A. Wenzel und W. Whaling, Phys. Rev. *88*, 1149 (1952).
[6] P. R. Chagnon und G. E. Owen, Phys. Rev. *101*, 1798 (1956).
[7] J. C. Fuller, W. E. Dance und D. C. Ralph, Phys. Rev. *108*, 91 (1957).
[8] H. H. Barschall in Proc. 2nd Int. Symposium on Polar. Phenomena of Nucleons, Birkhäuser (Basel), p. 399 (1966).
[9] H. Hänsgen, H. Pose, G. Schirmer und D. Seeliger, Nucl. Phys. *73*, 417 (1965).
[10] W. Trächslin, H. Bürgisser, P. Huber, G. Michel und H. R. Striebel, Helv. phys. Acta *38*, 523 (1965).
[11] H. Rudin, H. R. Striebel, E. Baumgartner, L. Brown und P. Huber, Helv. phys. Acta *34*, 58 (1961).
[12] F. Seiler, E. Baumgartner, W. Haeberli, P. Huber und H. R. Striebel, Helv. phys. Acta *35*, 385 (1962).
[13] J. M. Dickson in Farley, Progr. in Nucl. Techn. and Instrumentation I, p. 105 ff., North-Holland (1965).
[14] F. Bloch, Phys. Rev. *70*, 460 (1946).
[15] A. Abragam und J. M. Winter, Phys. Rev. Lett. *1*, 375 (1958).
[16] J. Thirion, R. Beurtrey und A. Papineau, Proc. Int. Symposium on Polar. Phenomena of Nucleons, Birkhäuser (Basel), 1961.
[17] N. F. Ramsey, Molecular Beams, Oxford (1963).
[18] G. Breit und I. I. Rabi, Phys. Rev. *38*, 2082 (1931).
[19] F. Bloch und A. Siegert, Phys. Rev. *57*, 522 (1940).
[20] E. Majorana, Nouvo Cim. *9*, 43 (1932).
[21] F. Bloch und I. I. Rabi, Rev. Mod. Phys. *17*, 237 (1945).
[22] A. Abragam und J. M. Winter, Compt. rend. *255*, 1099 (1962).
[23] H. Rudin, E. Steiner und H. R. Striebel, Proc. 2nd Int. Symposium on Polar. Phenomena of Nucleons, Birkhäuser (Basel), p. 101 ff. (1966).
[24] M. v. Ardenne, Phys. Z. *43*, 91 (1942).
[25] O. Heil, Z. Phys. *120*, 212 (1943).
[26] E. R. Collins, H. F. Glavish und S. Whineray, Nucl. Instrum. Meth. *25*, 67 (1963).
[27] L. J. B. Goldfarb, Nucl. Phys. *7*, 622 (1958).
[28] L. J. B. Goldfarb und J. R. Rook, Nucl. Phys. *12*, 494 (1959).
[29] Jahnke-Emde, *Tafeln höherer Funktionen*, Leipzig (1960).
[30] B. L. v. d. Waerden, *Mathematische Statistik*, p. 124, ff., Berlin (1965).
[31] L. J. B. Goldfarb, Private Mitteilung.
[32] D. Fick, R. Fleischmann und G. Graw, Proc. 2nd Int. Symposium on Polar. Phenomena of Nucleons, Birkhäuser (Basel), p. 359ff. (1966).
[33] H. A. Christ und L. Brown, Nucl. Phys. *79*, 473 (1966).

Curriculum vitae

Am 14. Dezember 1938 wurde ich, HANS GEORG PAETZ gen. SCHIECK, deutscher Staatsangehöriger aus Schelklingen (Württemberg), als Sohn des Pfarrers und Oberstudiendirektors in Schelklingen Helmut Paetz gen. Schieck und seiner Ehefrau Luise, geborene Wegerer, in Coburg (Bayern) geboren.

Nachdem ich in Gellershausen (Thüringen) die Volksschule besucht hatte, trat ich 1949 in die Urspringschule (mathematisch-naturwissenschaftliches Gymnasium) in Schelklingen ein, wo ich im Frühjahr 1956 die Reifeprüfung bestand.

Im Wintersemester 1956/57 begann ich das Studium der Physik an der Technischen Hochschule Stuttgart. Ich unterbrach das Studium wegen meines Militärdienstes von 1957 bis 1959. Im Sommersemester 1959 immatrikulierte ich mich an der Universität Hamburg, um das Studium der Physik fortzusetzen. Nachdem ich dort im Frühjahr 1962 das Vordiplom in Experimentalphysik bestanden hatte, wechselte ich an die Universität Basel über, wo ich im Herbst 1964 das Diplomexamen in Experimentalphysik ablegte. Seitdem bin ich mit der vorliegenden Arbeit aus dem Gebiet der Kernphysik unter der Leitung der Herren Prof. Dr. P. Huber und Prof. Dr. H. R. Striebel beschäftigt.

Für meine wissenschaftliche Ausbildung danke ich den folgenden Herren Professoren: R. Grammel, H. Kneser und F. Lösch in Stuttgart; L. Collatz, H. Hasse, H. Lehmann, A. Nast, H. Neuert, H. Raether, H. Remy, E. Sperner und C. F. v. Weizsäcker in Hamburg; K. Alder, E. Baldinger, E. Baumgartner, P. Diehl, W. Haeberli, P. Huber, E. Miescher und H. R. Striebel in Basel.